

На правах рукописи

УСЕИНОВ АРТУР НИАЗБЕКОВИЧ

**ЭФФЕКТЫ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОКОНТАКТАХ**

01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань - 2008

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Казанский государственный университет имени В.И. Ульянова-Ленина»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор **Тагиров Ленар Рафгатович**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, гл.
научн. сотр. теоротдела ин-та общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, профессор
Звездин Анатолий Константинович
кандидат физ. мат. наук, доцент кафедры
высшей математики Казанского
государственного энергетического
университета **Хамзин Айрат Альбертович**

Ведущая организация: Казанский физико-технический институт
им. Е.К. Завойского Казанского научного
центра РАН

Защита диссертации состоится 21 февраля 2008 г. в 14:30 на заседании Диссертационного совета Д212.081.15 при Казанском государственном университете по адресу: 420008, Казань, ул. Кремлевская 18, физический корпус, ауд.210.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Казанского государственного университета.

Автореферат разослан 14 января 2008 г.

**Ученый секретарь Диссертационного совета Д212.081.15,
Казанский Государственный Университет**

доктор физико-математических наук,
профессор



М.В. Ерёмин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Исследование физических свойств ферромагнитных наноструктур (магнитных многослойных систем, наноконтактов, наномостиков) приобрело большое значение в последние пятнадцать лет. Нанозлементы находят все новые применения в микроэлектронике и являются ключевыми рабочими элементами в различных сенсорах, устройствах памяти и фильтрах. При переходе от микроэлектроники к нанoeлектронике возникает проблема расчета вольтамперной характеристики и других свойств электронных наноструктур. Поэтому большой интерес вызывают магнитные и проводящие свойства наноструктур, которые в силу своей квантовой природы уже существенно отличаются от свойств однородных макроскопических систем и схем. Среди уникальных свойств наноструктур следует отметить эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС), открытый в 1988 году в многослойных системах $[\text{Fe/Cr}]_n$, а в 1999 году эффект ГМС был обнаружен в магнитных наноконтактах. Оказалось, что электрическое сопротивление ферромагнитного наноконтакта может меняться в несколько раз при прикладывании магнитного поля. Также было обнаружено, что поведение и свойства доменных границ, геометрически запертых в ограниченном нанобъеме, оказывают определяющее влияние на резистивные свойства магнитных наноконтактов. Очевидными являются трудности экспериментального изучения магнитной структуры наноконтактов. Что касается теории, то, несмотря на

отдельные успехи в изучении этих вопросов [1,2], в целом обсуждаемая область еще далека от полного понимания природы и механизмов рассматриваемых явлений. В частности, это связано с необходимостью детального учета как можно большего числа взаимодействий, которые в силу нелокальности взаимодействий весьма трудоемко как для численного анализа, так и для аналитической теории.

Другими интересными объектами являются туннельные мультислои и наноконтакты. Туннельные планарные структуры и контакты - это системы, где между проводящими ферромагнитными слоями находится диэлектрик - непроводящий слой. Для электронов проводимости ферромагнитных слоев этот слой является энергетическим барьером. Если его толщина составляет 1-2 нм, то существует большая вероятность туннелирования электронов из одного ферромагнитного слоя в другой в силу их волновой природы. Именно этими процессами обусловлено наличие тока в направлении, перпендикулярном проводящим слоям. В таких планарных туннельных структурах С. Паркиным (S. Parkin) и его коллегами также был экспериментально обнаружен огромной величины эффект туннельного магнитосопротивления (ТМС) при комнатных температурах. Далее было экспериментально показано, что ТМС может достигать значений в 1000%.

Применение эффекта ГМС реализовано в спиновых сенсорах или спиновых клапанах. Помимо применения их как датчиков чтения битов в компьютерных жестких дисках, спиновые сенсоры можно найти в видеокамерах, тюнерах для захвата видеосигнала, в

аппаратуре телевидения высокой четкости и т.д. Высокоточные, термостойкие и скоростные спиновые сенсоры широко используются также в автомобильных агрегатах, например, антиблокировочной тормозной системе ABS.

Эта диссертация представляется к защите в год присуждения Альберту Ферту и Питеру Грюнбергу Нобелевской премии за открытие эффекта ГМС. На симпозиуме EastMag в Казанском государственном университете 23 августа 2007 года Питер Грюнберг прочитал свою пленарную лекцию, посвященную этому эффекту.

Цель работы

Целью данной работы является развитие квазиклассической теории проводимости в магнитных наноконтактах $FM_1/c/FM_2$ (c - сужение или нанокontakt). Для этого проведено подробное исследование решения системы уравнений электронного транспорта с граничными условиями, выведенными А.В. Зайцевым для микромостиков $N_1/c/N_2$ и $S_1/c/S_2$. Оно обобщено на случай контактов из разнородных ферромагнитных материалов (т.е. гетероконтактов, например, из Ni и Fe). Цель работы состоит в решении следующих задач:

1) Построение теории магнитосопротивления ферромагнитных гетероконтактов.

2) Учет протяженной доменной стенки, которую можно описывать линейным потенциальным барьером.

3) Изучение влияния спиновой асимметрии (величины спиновой поляризации) спиновых подзон проводимости на магнитосопротивление.

4) Рассмотрение влияния спин–зависящих длин свободного пробега на магнитосопротивление, и определение оптимальных условий реализации его максимального значения.

5) Изучение туннельного магнитосопротивления как функции параметров контакта, длин свободного пробега и приложенного напряжения.

Научная новизна работы

Новизна и ценность данной работы заключается в универсальном подходе решения краевой транспортной задачи наносужения, который полезно сочетает в себе квазиклассическую теорию проводимости в проводниках и квантовую теорию непосредственно для узкой области контакта. Основываясь на теории, развитой для гомоконтактов (контактов из одинаковых магнитных материалов), было построено более общее описание проводимости в гетероконтактах. Универсальность заключается также в том, что в рамках единого подхода возможно исследование металлических контактов как с проводящей, так и непроводящей областью контакта, но в последнем случае толщина непроводящего слоя подразумевается малой и достаточной для наличия туннельной проводимости. Развитая здесь модель позволяет выявить условия, при которых MC является положительной или отрицательной величиной, выявить особенности его зависимости от длин свободного пробега электронов проводимости. Также, магнитосопротивление (MC) может быть как монотонной, так и немонотонной функцией размера контакта или других параметров теории.

Выполненный впервые анализ зависимости МС от спиновой асимметрии длин свободного пробега (ДСП) электронов проводимости показал, что при определенных параметрах ДСП величина МС может практически не зависеть от диаметра контакта, что облегчает задачу экспериментального изготовления магнитных наноконтактов, обладающих высоким МС.

Данные результаты являются новыми и вносят существенный вклад в представления о природе эффекта ГМС в магнитных системах.

Практическая значимость работы

Высокий прикладной интерес к многослойным магнитным системам связан с возможностью их использования в области нанотехнологий. Такие эффекты как баллистическое магнитосопротивление, ТМС, анизотропное МС, а также возможность получать структуры с требуемой величиной и знаком коэффициента спиновой асимметрии в каждом слое позволяют создавать на их основе компактные датчики магнитного поля, ячейки энергонезависимой памяти в запоминающих устройствах, магниторезистивные развязки, спиновые фильтры и многое другое.

Автор данной работы надеется, что развитая им теория и результаты, полученные на базе квазиклассического подхода, прояснят некоторые аспекты явления МС и дадут простую расчетную базу определения оптимальных условий для максимального значения МС в вышеперечисленных приложениях, и послужат дальнейшим стимулом развития теории проводимости в магнитных наноконтактах.

Основные положения, выносимые на защиту

- 1) Впервые построена квазиклассическая теория магнитосопротивления в наноразмерных ферромагнитных гетероконтактах, в которой поперечные размеры контакта, величины спин-зависящих импульсов Ферми и длины сводного пробега электронов в каждой спиновой подзоне зоны проводимости контактирующих металлов произвольны. Доменная стенка учтена в приближении линейного профиля изменения намагниченности, протяженность которого равна длине наноконтакта.
- 2) Предложен новый эффект усиления магнитосопротивления в ферромагнитных наноконтактах с большой спиновой асимметрией рассеяния электронов проводимости. Физическая причина заключается в одновременной реализации разных режимов проводимости в двух спиновых каналах – баллистического режима для одной спиновой проекцией электронов проводимости и диффузного для другой. Комбинации режимов проводимости, приводящие к усилению магнитосопротивления, возможны только в ферромагнитных гетероконтактах.
- 3) Впервые показано, что в туннельных наноконтактах из ферромагнитных металлов величина туннельного магнитосопротивления может быть такой же большой, как и в планарных туннельных контактах. Однако, величина эффекта достигается за счет малости размера контакта, а не по причине спиновой фильтрации или резонансного туннелирования через барьер.

Апробация работы

Различные разделы данной работы были представлены на международных конференциях в г. Москве - НМММ-XX (2006), в г. Стамбуле (Турция) - ICNM-2007, в г. Кисловодске «Химия твердого тела и современные микро и нанотехнологии» (2007), а также в г. Казани - EastMag-2007 и др.

Публикации

По результатам работы опубликованы три статьи, одна статья находится в печати, а также опубликовано шесть тезисов докладов на конференциях.

Структура работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, содержащего 89 наименований. Работа изложена на 111 страницах, включая 49 рисунка.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность проблемы, сформулированы цель и задачи исследования, дано краткое описание работы.

Первая глава носит обзорный характер. В ней излагаются основы эффекта ГМС и его применения, а также дается обзор наиболее существенных экспериментальных и теоретических результатов, известных на момент написания данной работы.

Во второй главе изложен подробный вывод уравнения проводимости контакта и представлены зависимости МС от размера

наноконтакта. Расчет МС проводился в рамках квазиклассической теории электронного транспорта, развитой в работе [3] для модели контактов из однодоменных ферромагнитных металлов. Мы выделили три типа контакта по расположению спиновых подзон обоих металлов относительно уровней дна зон проводимости при параллельной (P) намагниченности доменов (см. рис. 1b, рис. 1с, рис. 2a). Наша теория применима к контактам из разных ферромагнетиков. Электроны испытывают, как правило, малое сопротивление в случае когда доменной стенки (ДС) в области контакта нет. Если намагниченности соседних берегов контакта антипараллельны (AP), возникает дополнительное сопротивление, связанное с рассеянием электронов на ДС [1-4]. Одновременно происходит обращение спиновых подзон в одном из ферромагнетиков по отношению к начальному расположению. В случае ферромагнитного гетероконтакта зонные структуры спиновых подзон металлов не согласуются друг с другом. Получается, что поляризованные по спину электроны должны преодолеть энергетический барьер, перескакивая из подзоны одного металла в подзону другого. Ясно, что потенциальные барьеры на границе контакта (см. вставки на рисунках) различны для P и AP ориентаций. В результате рассеяние электронов, связанное с этими потенциальными барьерами, будет различным для этих двух ориентаций, что приводит к магнитосопротивлению. Здесь мы пренебрегаем процессами, связанными с переворотом спина электрона во время пересечения им ДС, так как полагаем, что время переворота спина намного больше времени пролета области контакта, а ДС, зажата размером контакта в 1-5 нм [4], моделируется наклонным потенциалом.

Точечный контакт моделируется круговым отверстием радиуса a , проделанным в непроницаемой мембране, которая разделяет пространство на две половины – левую (L) и правую (R). Ось z цилиндрической системы координат направлена перпендикулярно плоскости мембраны и проведена через центр отверстия. Необходимо вычислить ток I^z через отверстие как отклик на напряжение V , приложенное к внешним берегам, расположенным достаточно далеко от контакта:

$$I^z(z \rightarrow 0) = a \int_0^{\infty} dk J_1(ka) j^z(0, k). \quad (1)$$

Здесь функция Бесселя $J_1(x)$ возникает при интегрировании плотности тока по поперечному сечению контакта, $j^z(0, k)$ - фурье преобразование плотности тока $j^z(z=0, \mathbf{p})$ по координате в плоскости контакта $\mathbf{p} \in (x, y)$.

Плотность тока выражена через антисимметричную квазиклассическую функцию Грина $g_a(z, \mathbf{p})$ (ФГ), которая является решением системы кинетических уравнений в форме уравнений Больцмана с граничными условиями [5, A1-A3]: 1) $g_{aL, \alpha} = g_{aR, \alpha}$ при $p_{\parallel} < p_{FL}, p_{FR}$, 2) $g_{aL, \alpha} = g_{aR, \alpha} = 0$ при $p_{\parallel} > \min(p_{FL}, p_{FR})$ и 3) $2R_{\alpha}g_{a, \alpha} = D_{\alpha}(g_{sL, \alpha} - g_{sR, \alpha})$, которые дополнены законом сохранения продольной компонентой импульса $p_{\parallel} = p_{FL} \sin \theta_L = p_{FR} \sin \theta_R$. Здесь α - спиновый индекс, $g_s(z, \mathbf{p})$ - симметричная ФГ, D_{α} и $R_{\alpha} = 1 - D_{\alpha}$ зависящие от угла падения и толщины ДС коэффициенты прохождения (КП) и отражения. Для наклонного потенциала D_{α} находится точно и выражается через комбинацию функций Эйри и их

производных $\alpha, \beta, \gamma, \chi$ [A1].

$$D_{\alpha}^{SL}(x_L, L) = \frac{4p_M p_m t(L)^2 \pi^{-2}}{(p_M \beta - p_m \gamma)^2 + (p_M p_m \alpha + \chi)^2}, \quad (2)$$

$$\beta = t(L) \{ \text{Ai}(q_1) \text{Bi}'(q_2) - \text{Bi}(q_1) \text{Ai}'(q_2) \}, \quad \gamma = t(L) \{ \text{Ai}'(q_1) \text{Bi}(q_2) - \text{Bi}'(q_1) \text{Ai}(q_2) \},$$

$$\alpha = \text{Ai}(q_1) \text{Bi}(q_2) - \text{Bi}(q_1) \text{Ai}(q_2), \quad \chi = t(L)^2 \{ \text{Ai}'(q_1) \text{Bi}'(q_2) - \text{Bi}'(q_1) \text{Ai}'(q_2) \},$$

$$\text{где } t(L) = [2m E_{ex} / L]^{1/3}, \quad E_{ex} = (p_{FM}^2 - p_{Fm}^2) / 2m, \quad q_1 = -p_{FM}^2 L t(L) / 2m E_{ex},$$

$q_2 = -p_{Fm}^2 L t(L) / 2m E_{ex}$, L – толщина ДС, p_M и p_m – проекции импульсов Ферми большой и малой подзоны на ось z .

Система кинетических уравнений на ФГ решена в смешанном представлении [3, A1], в координатном по z и импульсном по κ . Аналитический вид решения для проводимости выглядит несколько громоздко, поэтому напомним его в сжатом виде [A1, A3, A4 - A9]:

$$\sigma_{\alpha}^{P(AP)} = \frac{e^2 (p_{F\alpha})^2 \pi a^2}{\pi^2} \int_0^{\infty} d\kappa \frac{J_1^2(\kappa a / l_{L\uparrow})}{\kappa} F(\kappa), \quad (3)$$

$$F(\kappa) = \langle \cos \theta_L D_{\alpha} \rangle_{\theta_L} - \left(G_1 \langle \cos \theta_L I_L \rangle_{\theta_L} + G_2 \langle \cos \theta_L I_R \rangle_{\theta_L} \right), \quad (4)$$

$$G_{1(2)} = \left(\langle D_{\alpha} \rangle_{\theta_{L(R)}} \left[2(1 - \lambda_{R(L)}) + \tilde{\lambda}_{2(1)} \right] - \langle D_{\alpha} \rangle_{\theta_{R(L)}} \tilde{\lambda}_{4(3)} \right) \Delta^{-1}(\kappa),$$

$$\Delta(\kappa) = 4(1 - \lambda_L)(1 - \lambda_R) + 2[\tilde{\lambda}_1(1 - \lambda_R) + \tilde{\lambda}_2(1 - \lambda_L)] - \tilde{\lambda}_3 \tilde{\lambda}_4 + \tilde{\lambda}_1 \tilde{\lambda}_2.$$

Здесь $\lambda_L, \lambda_R, \tilde{\lambda}_i$ интегралы типа $\tilde{\lambda}_1 = \langle I_L \rangle_{\theta_L}$, $\tilde{\lambda}_2 = \langle I_R \rangle_{\theta_R}$, $\tilde{\lambda}_3 = \langle I_L \rangle_{\theta_R}$, $\tilde{\lambda}_4 = \langle I_R \rangle_{\theta_L}$,

$$\text{где } I_{L(R)} = \int_0^{\infty} D_{\alpha} \frac{e^{-\kappa_{L(R)} \eta}}{l_{zL(R)}} d\eta \text{ и } \lambda_{L(R)} = \int_0^{\infty} \left\langle \frac{e^{-\kappa_{L(R)} \eta}}{l_{zL(R)}} \right\rangle_{\theta_{L(R)}} d\eta, \quad \kappa_{L(R)} = \left[1 - i \left(\vec{k} \cdot \vec{l}_{\parallel L(R)} \right) \right] / l_{zL(R)},$$

$l_{zL(R)}$ и $l_{\parallel L(R)} = l_{L(R)} \sin(\theta_{L(R)})$ проекции ДСП на ось z и на плоскость (x, y)

соответственно, $kl_{L\uparrow} \equiv \kappa$ – безразмерная величина соответствующая нормированному на $l_{L\uparrow}$ волновому вектору.

В третьей главе представлены результаты зависимости МС от длин свободного пробега [A2-A4,A6-A9], полученные на основе аналитического решения для проводимости, представленного во второй главе. Также делается анализ и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными работ по МС в наноконтактах.

Результаты расчета магнитосопротивления по формуле (5)

$$MR = (\sigma^P - \sigma^{AP}) / \sigma^{AP} \quad (5)$$

были сопоставлены с экспериментальными данными работы [6] по контактам Co-Co (рис. 1а) и Ni-Мюметалл ($\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Cu}_5\text{Mo}_4$) (рис. 2d). Экспериментальное значение баллистического МС для гомоконтакта Co-Co в 225% неплохо согласуются с вычисленными 250-280%, как следует из рис. 1а при $a \propto 0.5l_{L\downarrow}$.

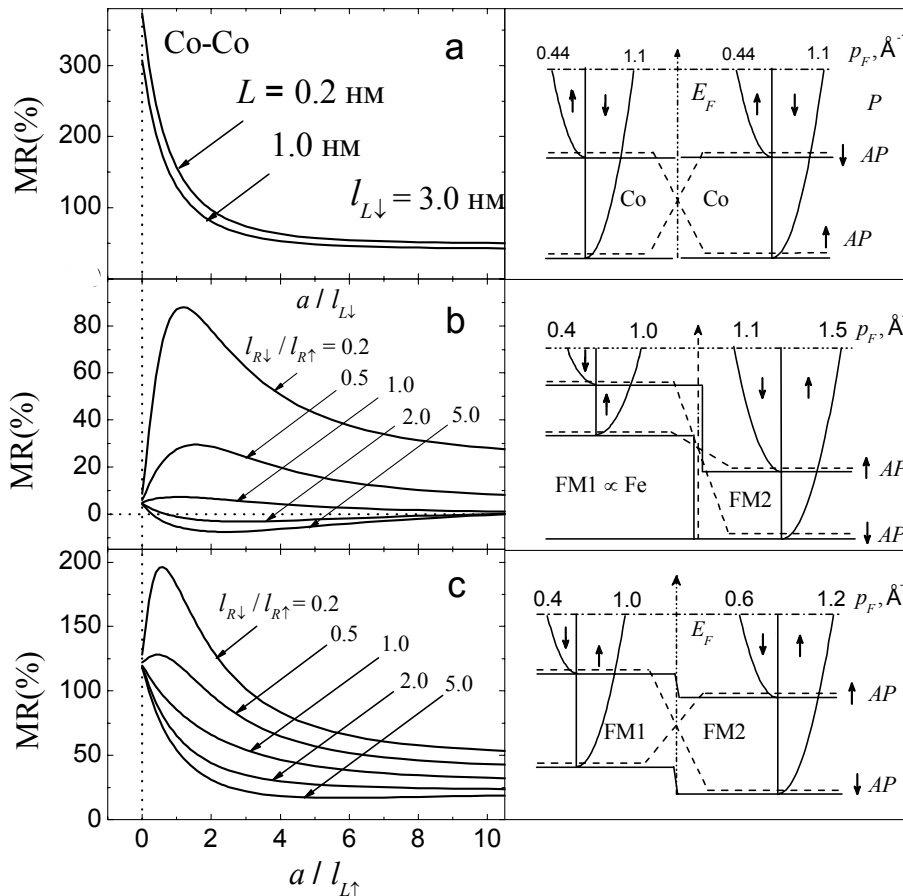
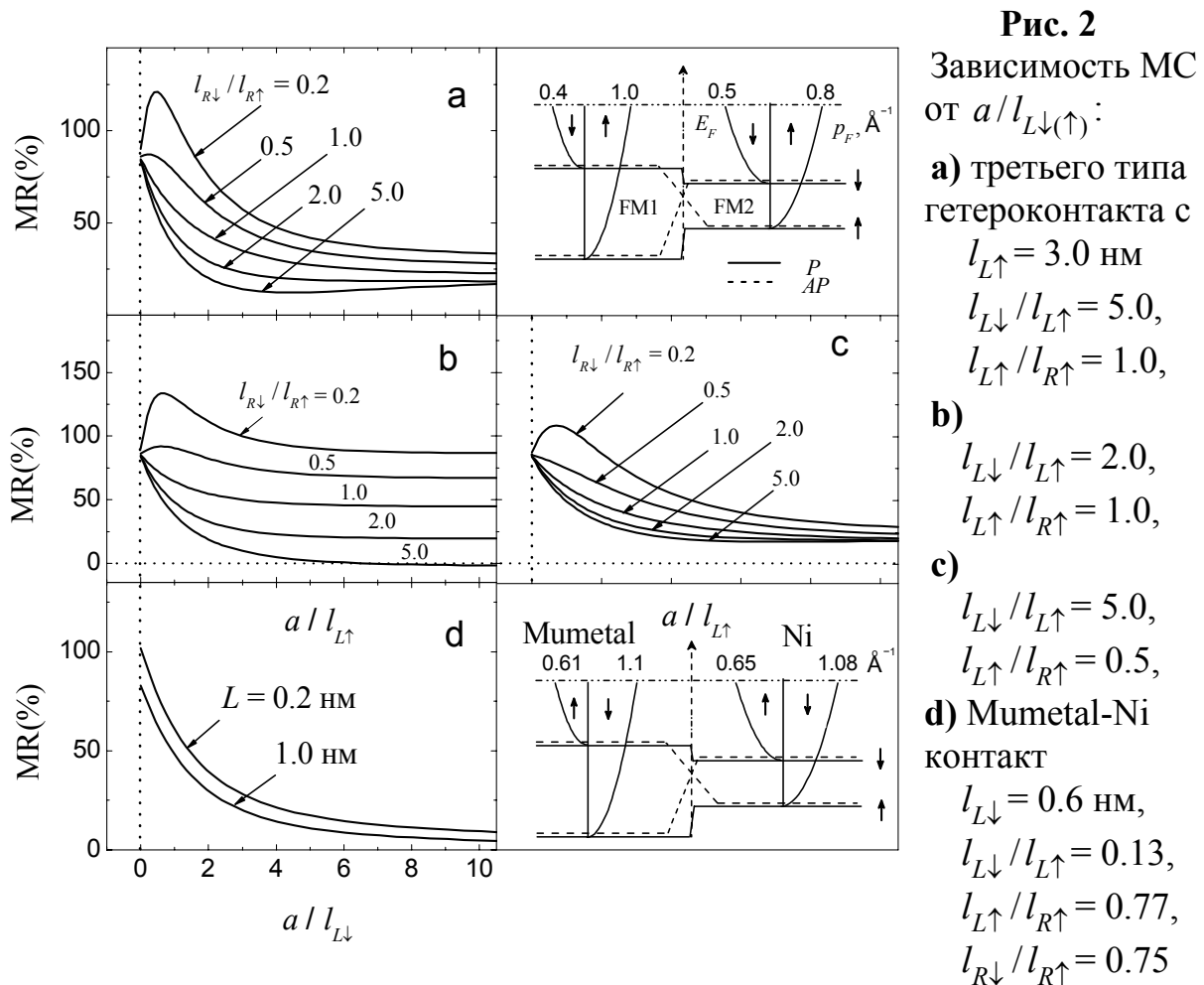


Рис. 1

Зависимость МС от размера контакта: **а)** при разной толщине ДС L для Co-Co с $l_{L\downarrow}/l_{L\uparrow} = 0.5$, $l_{L\uparrow}/l_{R\uparrow} = 1.0$, $l_{R\downarrow}/l_{R\uparrow} = 0.5$;

Параметры длин пробега для первого **б)** и второго типа **с)** гетероконтакта: $l_{L\downarrow}/l_{L\uparrow} = 5.0$, $l_{L\uparrow}/l_{R\uparrow} = 1.0$, $l_{L\uparrow} = 3.0$ нм

Мюметалл по составу близок к пермаллою, параметры спиновой асимметрии которого хорошо известны. Поэтому длины свободного пробега, их отношения, величины импульсов Ферми для разных подзон мюметалла и Ni были выбраны близкими к измеренным величинам для пермаллоя и Ni [1,7]. Соотношения этих параметров соответствует третьему типу гетероконтакта (рис. 2а - рис. 2d).



Величина МС в баллистическом режиме лежит в пределах 75-100% ($L = 0.1-5.0$ нм), что удовлетворительно согласуется со значениями 78-132%, приведенными в таблице 1 и на рис. 2 экспериментальной работы Н. Гарсии и др. [6]. В большинстве случаев МС (5) монотонно уменьшается с увеличением поперечного сечения контакта, оставаясь при этом положительным. Однако при

определенных параметрах возможно отрицательное МС (рис.1b). В некоторых случаях МС проявляет немонотонное поведение в области, где диаметр контакта становится сравнимым со средней ДСП электронов одной из подзон. Баллистическое МС для однородных контактов (например, Co-Co и Ni-Ni) намного больше чем для гетероконтактов, зато при определенных значениях ДСП в гетероконтактах можно добиться практически постоянного значения МС независимого от режима проводимости (рис. 2b), или даже роста МС при переходе от баллистического режима проводимости ($a \ll l_i$) контакта к диффузному ($a \gg l_i$) (при этом подразумевается, что проводимость области контакта вдоль оси z всегда баллистическая).

Четвертая глава посвящена туннельному магнитосопротивлению [A3,A10], в особенности его зависимости от приложенного напряжения и величины спиновой асимметрии спиновых подзон проводимости. Описан расчет КП электрона через энергетический барьер, моделирующий туннельный слой диэлектрика.

Туннельное магнитосопротивление в слоистых структурах было исследовано в целом ряде работ, см. например [8,9], которые отличаются набором параметров потенциального барьера и подходами к расчету зависимостей ТМС от приложенного напряжения. В данной работе делается расчет ТМС точечных ферромагнитных контактов [A3,A10] на основе развитой выше квазиклассической теории расчета проводимости ферромагнитных гетероконтактов [A1,A5,A6].

В случае туннельного контакта вместо ДС появляется потенциальный барьер оксидной прослойки. Как обычно,

предполагается сохранение ориентации спина электрона при его прохождении сквозь туннельный барьер. Барьер имеет трапецеидальный профиль (см. рис. 3) с толщиной L и высотой Φ_0 при $z = 0$. При $\Phi_0 = 0$ потенциальный профиль совпадает с линейным, моделирующим ДС в случае ферромагнитных гетероконтактов. Формула для туннельного КП совпадает с формулой КП потенциала линейного профиля, см. (2), но величины, стоящие в аргументах функций Эйри будут другими:

$$q_1 = -(E_z - \Phi_0)/t(L)^2, \quad q_2 = -(E_z - \Phi_0 + eV)/t(L)^2,$$

$$\begin{cases} p_{FL,\alpha}/p_{FR,\alpha} < 1 & \Phi_0 = V_B + E_F^L + E_{ex}/2 \\ p_{FL,\alpha}/p_{FR,\alpha} > 1 & \Phi_0 = V_B + E_F^L - E_{ex}/2 \end{cases},$$

где $t(L) = [eV/L]^{1/3}$, $E_z = [(p_{FL})^2 + (p_{FR})^2]/4m$, V_B - высота барьера над ур-м Ферми, $E_F^{L(R)} = p_{FL(R)}^2/2m$. $V = V_0 + V_a$, где напряжение нулевого смещения V_0 - это разность потенциалов, возникающая на контакте двух разнородных металлов при отсутствии внешнего приложенного напряжения V_a . В случае $p_{FL,\alpha}/p_{FR,\alpha} > 1$ электрон туннелирует из большей спиновой подзоны слева в правую малую (при $p_{FL,\alpha}/p_{FR,\alpha} < 1$ - наоборот). $E_{ex} = (p_{FM}^2 - p_{Fm}^2)/2m$ - разность между дном зоны проводимости левой стороны контакта и дном зоны проводимости правой. С увеличением напряжения меняется значение импульса Ферми электрона, прошедшего в правую сторону контакта:

$$p_{FMR} = \sqrt{2m(E_{FM}^R + eV_a)}, \quad p_{FmR} = \sqrt{2m(E_{Fm}^R + eV_a)}.$$

На рис. 4 представлена зависимость ТМС контакта от внешнего напряжения, где начальные значения импульсов Ферми $p_{L(R)\uparrow} = 1.1 \text{ \AA}^{-1}$

и $p_{L(R)\downarrow} = 0.8 \text{ \AA}^{-1}$ (в случае гомоконтакта $E_F^R = E_F^L$). С ростом напряжения параметр спиновой асимметрии изменяется $p_{FR\downarrow}/p_{FR\uparrow} \rightarrow 1$, что приводит к уменьшению амплитуды осцилляций ТМС.

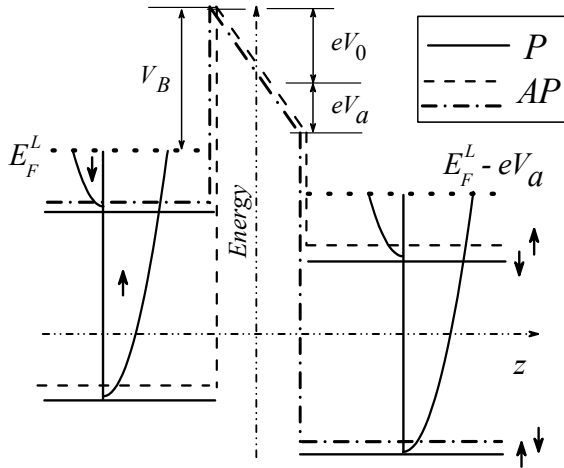


Рис. 3

Рис. 3. Энергетическая диаграмма туннельного барьера для гомоконтакта с приложенным к нему напряжением. Выбор оси z показан для канала проводимости AP спин-↓.

Рис. 4. Зависимость ТМС контакта от толщины туннельного слоя $L = 1.0$ и $L = 2.0$ нм, $p_{FL\downarrow}/p_{FL\uparrow} = 0.73$.

Рис. 5. Кривые ТМС точечного контакта от внешнего напряжения V_a при различной высоте барьера V_B и отношения $p_{F\downarrow}/p_{F\uparrow}$, ($V_0 = 0.1$ эВ).

Приведены экспериментальные данные работы [13] для планарного контакта при комнатных температурах.

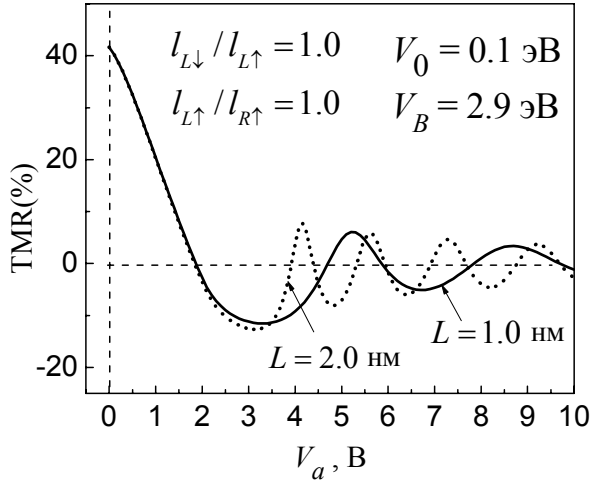


Рис. 4

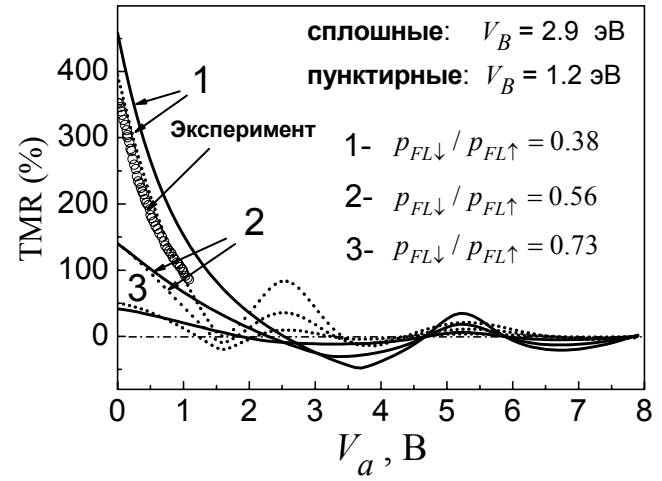


Рис. 5

Характерные значения ТМС плёночных структур, измеренные в экспериментах, могут достигать сотни процентов и более, например в Fe/MgO/Fe [10]. Такое большое значение ТМС в подобных магнитных туннельных контактах было предсказано в теоретических работах [11,12], где оно объяснялось удачным сочетанием симметрии

блоховских функций ферромагнитных электродов с комплексной зонной структурой диэлектрика. Развита нами квазиклассическая теория дает сопоставимые значения МС без обращения к тонким деталям согласования симметрии и перекрывания волновых функций электродов и барьера, как это необходимо для планарных контактов. Вычисленное нами ТМС в точечных наноконтактах при типичных параметрах для Fe и диэлектриков Al_2O_3 и MgO может достигать 130 и 480% (рис. 5). Сопоставляя рассчитанные зависимости ТМС точечных наноконтактов (рис. 5) с экспериментальными данными для планарных структур CoFeB/MgO/CoFeB , взятых, например, из работы [13], можно заметить большую схожесть как по величине МС, так и по форме кривой зависимости ТМС от приложенного напряжения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведены исследования зависимости МС от спиновой поляризации зоны проводимости, средних длин свободного пробега электронов, толщины доменной стенки (пространственного размера изменения профиля намагниченности), типов коэффициентов прохождения и спиновой асимметрии параметров спиновых подзон проводимости контактирующих магнитных материалов. В большинстве случаев МС монотонно уменьшается с увеличением поперечного сечения контакта. При определенных комбинациях значений параметров возможно отрицательное МС как в баллистическом, так и диффузном режимах проводимости. Для некоторых случаев с большим различием длин свободного пробега

спиновых подзон вычисленное МС проявляет немонотонное поведение в области, где диаметр контакта становится сравнимым со средней длиной свободного пробега электронов одной из спиновых подзон. Это можно связать с тем, что при большой разнице в длинах свободного пробега электронов в спиновых подзонах, проводимость может иметь смешанный характер - баллистический в одном спиновом канале проводимости и диффузный в другом. При увеличении размера наноконтакта баллистический канал становится диффузным, что существенно влияет на магнитосопротивление наноконтакта. Величина баллистического МС для однородных контактов (например, Co-Co, Ni-Ni) намного превышает значения МС гетероконтактов, зато при определенных значениях длин свободного пробега электронов в гетероконтактах можно добиться практически постоянного значения МС независимого от режима проводимости. Реализация такого случая позволяет смягчить требование нанометрового размера контакта, необходимое для достижения полностью баллистического режима проводимости.

Изучено также туннельное магнитосопротивление в зависимости от приложенного напряжения, длин свободного пробега и других параметров в широких пределах. Величина эффекта достигается за счет малости размера контакта, а не по причине спиновой фильтрации или резонансного туннелирования через барьер.

Работа поддержана грантом Евросоюза NMP4-СТ-2003-505282 и программой поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (НШ-2665.2006.2).

Список цитируемой литературы

1. **Звездин А. К.** Влияние доменной границы на электропроводность магнитного наноконтакта / А.К. Звездин, А.Ф. Попков // Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики - 2000. - Т. 71. -Вып. 5,6. - С. 304 - 308.
2. **Звездин К. А.** Магнитосопротивление плоского наномостика / К. А. Звездин, А. В. Хвальковский / Журнал технической физики. – 2004. - Т. 74, - Вып. 3. –С. 37 – 43.
3. **Tagirov L. R.** Ballistic versus diffusive magnetoresistance of a magnetic point contact / L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, K. B. Efetov // Phys. Rev. B. -2001. –V. 63, - P. 104428-4.
4. **Bruno P.** Geometrically Constrained Magnetic Wall / P. Bruno // Phys. Rev. Lett. - 1999. – V. 83, - P. 2425-2428.
5. **Зайцев А. В.** Квазиклассические уравнения теории сверхпроводимости для контактирующих металлов и свойства микроконтактов с сужением / А. В. Зайцев // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. - 1984. – Т. 86. - С. 1742-1758.
6. **Zhao Y. - W.** From ballistic to non-ballistic magnetoresistance in nanocontacts: theory and experiments / Y. -W. Zhao, M. Muñoz, G. Tatara, N. García // J. Magn. Magn. Mater. - 2001. – V. 223, - P. 169 - 174.
7. **Altmann K. N.** Effect of magnetic doping on the electronic states of Ni / K. N. Altmann, N. Gilman, J. Hayoz, R. F. Willis, F. J. Himpsel // Phys. Rev. Lett. - 2001. –V. 87, - P. 137201 (1-4).
8. **Ren Y.** Oscillation effect and sign-change behaviour of the bias-dependent tunnelling magnetoresistance in ferromagnetic junctions / Y. Ren, Zh. Li, M. Xiao, A. Hu. // J. Phys.: Cond. Mat. - 2005. - V. 17, - P. 4121 - 4134.
9. **Игнатенко С.А.** Осцилляции туннельного магнитосопротивления

в структуре ферромагнетик / диэлектрик / ферромагнетик /
С. А. Игнатенко, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко // Журнал
технической физики. -2005. - Т. 75. - Вып. 6. - С. 8-12.

10. **Parkin S. P.** Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO(100) tunnel barriers / S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes // Nature Mater. -2004. – V. 3, – P. 862-867.
11. **Butler W. H.** Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches / W. H. Butler, X. -G. Zhang, T. C. Schulthess, J. M. MacLaren // Phys. Rev. B. -2001. - V. 63, - P. 054416-12.
12. **Mathon J.** Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction / J. Mathon, A. Umerski // Phys. Rev. B. -2001. - V. 63, - P. 220403-4.
13. **Ikeda S.** Dependence of tunnel magnetoresistance in MgO based magnetic tunnel junctions on Ar pressure during MgO sputtering / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Ohno // Jpn. J. Appl. Phys. - 2005. - V. 44, - P. L1442.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- A1. **Useinov A. N.** Giant magnetoresistance in nanoscale ferromagnetic heterocontacts / A. N. Useinov, R. G. Deminov, L. R. Tagirov, G. Pan // Journal of Physics: Condensed Matter -2007. - V. 19, – P. 196215 - 196215-10.
- A2. **Useinov A. N.** Mean-free path effects in magnetoresistance of ferromagnetic nanocontacts / A. N. Useinov, L. R. Tagirov, R. G. Deminov, Y. Zhou, G. Pan // The European Physical Journal B -2007. – V. 60, - P. 187 – 192.
- A3. **Усеинов А. Н.** Гигантское магнитосопротивление в ферромагнитных наноконтактах / А. Н. Усеинов, Л. Р. Тагиров, Р. Г. Дёминов, Н. Х. Усеинов // Ученые записки Казанского

государственного университета. Серия «Физико-математические науки». – 2007. -Казань, 2007. - Т. 149. - Кн. 3. - С. 7 - 32.

- A4. **Усеинов А. Н.** Магнитосопротивление магнитных наноконтактов [Электронный ресурс]/ А. Н. Усеинов, Л. Р. Тагиров // Электронный журнал «Структура и динамика молекулярных систем», -2007. -Вып. № 1. - С. 722 – 725. Режим доступа: http://www.ksu.ru/sdms/files/S&DMS_NI_722-725.pdf, свободный.
- A5. **Усеинов А. Н.** Гигантское магнетосопротивление ферромагнитных гетероконтактов / А. Н. Усеинов, Р. Г. Дёминов, Н. Х. Усеинов, Л. Р. Тагиров // Школа-семинар «Новые магнитные материалы микроэлектроники» НМММ-20, - 2006. 13 - 16 июня, Россия, Москва, - С. 897.
- A6. **Усеинов А. Н.** Магнитосопротивление магнитных наноконтактов / А. Н. Усеинов, Л. Р. Тагиров // XIV Всероссийская конференция: «Структура и динамика молекулярных систем», - 2007. 26 июня- 1 июля *ЯЛЬЧИК-2007*, - С. 241.
- A7. **Useinov A. N.** Mean-free path effects in magnetoresistance of ferromagnetic nanocontacts / A. N. Useinov, N. Kh. Useinov, L. R. Tagirov, R.G. Deminov // International Conference on Nanoscale Magnetism” ICNM-2007, - 2007. June 25 - 29, Turkey, Istanbul, - P. 151.
- A8. **Усеинов А. Н.** Магнитосопротивление наноразмерных ферромагнитных гетероконтактов / А. Н. Усеинов, Л. Р. Тагиров // VII Международная конференция «Химия твердого тела и современные микро и нанотехнологии», - 2007. 17-22 сентября, Кисловодск, Ставрополь: СевКавГТУ, - С. 129 - 130.
- A9. **Useinov A. N.** The effect of mean free path on magnetoresistance of nanoscale ferromagnetic heterocontacts / A. N. Useinov, L. R. Tagirov, R. G. Deminov // International Conference ”Functional Materials”, ICFM-2007, -2007. October 1 - 6, Ukraine, Partenit, - P. 160.

A10. **Useinov A. N.** Tunnel magnetoresistance in point nanocontacts / A. N. Useinov, R. G. Deminov, L. R. Tagirov // Euro-Asian Symposium «Magnetism on a Nanoscale» EASTMAG-2007, -2007. August 23-26, Russia, Kazan, - P. 50.

Отзывы и пожелания можно направлять по адресу: лаб. ФМНС, кафедра физики твердого тела, физический факультет, КГУ, ул. Кремлевская, **18**, г. Казань (**420008**), или на адрес электронной почты: art81@bk.ru